Math-Net.Ru
All Russian mathematical portal

A. A. Bakeev, R. E. Rovinskiĭ, I. P. Shirokova, Измерение температуры плотной ксеноновой плазмы двумя независимыми методами,

TVT, 1969, Volume 7, Issue 6, 1203–1205

https://www.mathnet.ru/eng/tvt7722

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use
https://www.mathnet.ru/eng/agreement

Download details:
IP: 18.97.9.169
January 21, 2026, 18:14:35

Варьировали давление аргона и цезия, магнитное поле, количество дуг и величину тока дуг.

На рисунках приведены полученные результаты: а) зависимость скорости газа в контуре от величины магнитного поля на ускорителе (рис. 2); б) зависимость величины напряжения на дугах от величины магнитного поля (рис. 2); в) величина напряженности холловского поля, усредненного по длине ускорителя $\langle E_x \rangle$, отношение $\langle E_x \rangle$ к среднему по шести дугам полю $\langle E_y \rangle$ и обратная величина $\langle E_y \rangle$ в зависимости от магнитного поля (рис. 3); г) зависимость скорости газа в контуре от величины давления аргона (рис. 4). Условия приведены в подписях к рисункам.

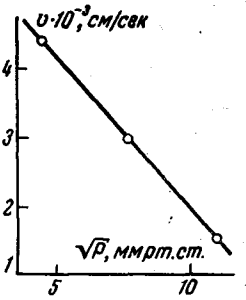


Рис. 4. Зависимость скорости газа в контуре от давления аргона P (типовой режим, $H \cong 5$ *кэв*)

В потоке дуги ускорителя прогибались, так что общая их длина по сравнению с межэлектродным расстоянием увеличивалась $\sim$ на 30%. При этом нижняя по потоку дуга не выдувалась за пределы магнита. Из полученных данных видно, что величина напряжения на дугах ускорителя росла линейно от величины магнитного поля на ускорителе (при этом напряжение на первых двух по потоку дугах не превышало среднее значение более чем на 20%).

Величина холловского поля не превышала 2 *в/см*, а отношение холловского поля E_x / E_y быстро насыщалось и не превышало 0,6. Величина $1 / E_y$, пропорциональна при постоянной величине плотности тока проводимости, и падает с ростом магнитного поля. Ход последней зависимости качественно совпадает с экспериментами по турбулентной проводимости в скрещенных полях [4]. В эксперименте температуру электронов не измеряли и на основании результатов более ранних работ [4, 5] принимали равной 0,22 *эв*. Приняв транспортное сечение для упругих столкновений с атомами аргона равным $1{,}2 \cdot 10^{-16}$ *см*^{2}, можно вычислить величину $\Omega_e \tau_e$. Ориентировочное значение $\Omega_e \tau_e$ приведено на рис. 3.

Скорость газа в контуре практически линейно росла при последовательном увеличении числа дуг. При увеличении давления газа (P) в контуре скорость падает. Перепад давления на ускорителе, измеренный в режиме, близком к «типовому» (см. рис. 2), составлял ~ 14 *мм* масляного столба ($H \cong 5$ *кэв*).

Автор выражает благодарность А. В. Недоспасову за интерес и внимание к работе, а также В. И. Комлеву и В. С. Лямичеву, принявшим участие в подготовке и проведении эксперимента.

Москва

Поступило в редакцию
17 IV 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Hanstad, T. Holmes, T. Tsu. Тр. Междунар. симпозиума по МГД. Париж, 1964.
2. В. Ю. Баранов, И. А. Васильева. Теплофизика высоких температур, 2, 672, 1964; 3, 172, 1965.
3. В. Ю. Баранов, К. И. Ульянов. Теплофизика высоких температур, 6, 23, 1968.
4. В. Н. Белоусов, В. В. Елисеев, И. Я. Шипук. Тр. Междунар. симпозиума по МГД-преобразованию энергии. Зальцбург, 1966.
5. В. С. Голубев, Г. А. Касабов, В. Ф. Конах. Теплофизика высоких температур, 2, 493, 1964.

УДК 533.9.08

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛОТНОЙ КСЕНОНОВОЙ ПЛАЗМЫ ДВУМЯ НЕЗАВИСИМЫМИ МЕТОДАМИ

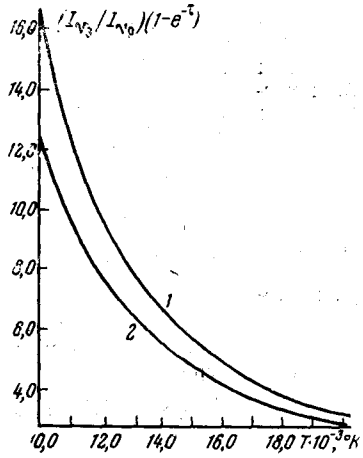
А. А. Бакеев, Р. Е. Ровинский, И. П. Широкова

Заметное поглощение и высокая интенсивность непрерывного излучения в плазме импульсного разряда высокого давления в ксеноне являются причиной того, что большинство обычно применяемых методов диагностики плазмы в этих условиях непригодно.

Для измерения концентрации заряженных и нейтральных частиц в таком разряде авторы использовали трехзеркальный интерферометр, работающий на двух длинах волн: 0,63 и 3,39 *мк* [1]. Полученные временные зависимости n_e и n_a исполь-

зовались для определения температуры разряда по формуле Саха. При этом делалось два допущения: во-первых, что концентрации электронов и нейтральных атомов не меняются вдоль радиуса трубки; во-вторых, что в данных условиях формула Саха справедлива.

Для проверки справедливости этих допущений представляет интерес получить температуру исследуемого разряда другим, независимым от первого, методом. Для этой цели использовано определение температуры с помощью закона Кирхгофа на основании абсолютных измерений коэффициента поглощения и интенсивности излучения разряда в направлении, перпендикулярном оси разряда. Полагая плазму однородной в этом направлении, для расчета температуры можно получить следующее соотношение:



$$\frac{I_{\nu э}}{I_{\nu p}}(1-e^{-\tau})=\frac{\exp(h\nu/kT)-1}{\exp(h\nu/kT_э)-1}. \qquad (1)$$

Здесь $I_{\nu э}$, $I_{\nu p}$ — абсолютная интенсивность излучения эталонного источника и импульсного разряда соответственно; $T_э$, T — температура эталона и плазмы разряда в °K, τ — оптическая толщина плазмы разряда в направлении измерения, ν — частота излучения, на которой проводятся измерения.

На рисунке приведены графики для определения температуры разряда по формуле (1) в случае использования эталонного источника ЭВ-45 с яркостной температурой в диапазоне длин волн от 2000 до 6000 Å (*1* — $\lambda = 5000$, *2* — $\lambda = 6100$ Å), равной, согласно [2], (41 000 ∓ 2000) °K. Видно, что с ростом величины температуры исследуемой плазмы погрешность ее определения при одинаковой точности эксперимента возрастает. В эксперименте измерения выполнялись многократно с последующей статистической обработкой результатов для повышения точности измерений.

Измерения проводились в разряде с диаметром канала 7 *мм*, длиной 80 *мм* при давлении наполняющего газа в холодном состоянии, равном 400 *мм рт. ст.* (лампа ИФП-800). Методика интерферометрических измерений n_e и n_a для аналогичного случая описана в [3]. Измерение коэффициента поглощения и интенсивности излучения импульсов лампы производили на установке, предназначенной для определения коэф-

U_0, *в*	j, *ка/см²*	λ, Å					
		вольфрамовая лампа		ЭВ-45		*T*, °K	
		7000	6100	6100	5000	по (1)	по ф-ле Саха
1500	3,7	13100	12300	12700	12300	12600±500	12800±200
1250	3,0	12500	11900	12300	12000	12200±500	12200±200
1000	2,4	11900	11500	12000	11300	11700±500	11700±200
750	1,7	—	—	11300	10800	11100±500	11000±200

фициента поглощения в разряде методом просвечивания и описанной в работе [4]. Установку калибровали путем замены импульсной лампы эталонным источником ЭВ-45 или ленточной вольфрамовой лампой СИ-10-300 (яркостная температура 2000° С на $\lambda = 0{,}65$ *мк*). Следует отметить, что при измерениях с эталонным источником ЭВ-45 в тех случаях, когда между источником и спектральным прибором имеется линза или система линз, правильность измерений, кроме всего прочего, определяется правильным выбором апертуры оптической системы.

Эталон ЭВ-45 использовали для проведения измерений на длинах волн 6100 и 5000 Å. С помощью вольфрамовой эталонной лампы проводили измерения на длинах волн 7000 и 6100 Å. В этом случае интенсивность излучения импульсного разряда ослаблялась светофильтром НС-9, пропускание которого на указанных длинах волн измеряли специально. В обоих случаях излучение регистрировалось фотоумножителем ФЭУ-28, установленным на выходе монохроматора ЗМР-3. Сигнал от ФЭУ подавался на усилитель с калиброванными ступенями усиления осциллографа С1-17.

Результаты определения температуры с помощью выражения (1) приведены в таблице. Измерения проводили в четырех режимах работы лампы, включенной в разрядный контур с параметрами $C = 600$ *мкф*, $L = 100$ *мкгн*. В таблице даны значения напряжения заряда конденсаторной батареи и значения плотности тока в разряде в

момент определения температуры. В последующих столбцах приведены среднестатистические значения температуры разряда. Ошибка измерений составляла ±500 *град*. Из таблицы видно, что при измерениях на различных длинах волн имеют место некоторые расхождения между среднестатистическими результатами, однако эти расхождения лежат в пределах точности измерений.

При использовании в качестве эталона ленточной вольфрамовой лампы разброс в измерениях температур на двух длинах волн заметно больше, чем при использовании ЭВ-45. Это связано с тем, что в первом случае разница в интенсивностях эталона и импульсного разряда превышает три порядка, а во втором — менее полутора порядков. Ослабление излучения разряда фильтром при его сравнении с излучением вольфрамовой лампы могло стать источником систематических ошибок, различных на разных длинах волн.

В последних столбцах таблицы сравниваются средние результаты из всех измерений температуры, проведенных по формуле (1), с результатами определения температуры по формуле Саха, выполненных на основании данных интерферометрических измерений n_e и n_a. Значения температур, определенных обоими методами, практически совпадают при всех исследованных режимах разряда. Такое совпадение температур получено в условиях, когда в процессе измерений каждым методом вдоль радиуса разряда усреднялись разные параметры: в одном случае — значения n_e и n_a, в другом — коэффициенты излучения и поглощения. Этот факт свидетельствует о незначительной роли пристеночного слоя в наших экспериментах, что подтверждает приемлемость допущений для исследуемого разряда, использованных при определении температуры по данным интерферометрии.

Авторы выражают благодарность Н. П. Кузнецовой за помощь при проведении экспериментов.

Москва

Поступило в редакцию
21 IV 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бакеев, Р. Е. Ровинский, Н. В. Чебуркин. ПТЭ, № 4, 1969.
2. М. И. Демидов, Н. Н Огурцова, И. В. Подмошенский, В. М. Шелемина. Ж. прикл. спектроскопии, 9, № 3, 1968.
3. А. А. Бакеев, Т. П. Нарожная, Р. Е. Ровинский, Н. В. Чебуркин. Радиотехника и электроника, 14, № 11, 1969.
4. А. А. Бакеев, Р. Е. Ровинский, И. П. Широкова. Оптика и спектроскопия, 8, вып. 2, 1969.

УДК 533.9.07

К ВОПРОСУ О СПЕКТРАЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЛУЧИСТЫХ ПОТЕРЬ В ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

В. А. Деревщиков, А. И. Стручков

Ранее был предложен метод измерения лучистых потерь плазмы с помощью малоинерционного приемника излучения. Этот метод позволяет частично устранить искажения, связанные с бомбардировкой приемника излучения частицами. Стремление добиться более полного разделения эффектов бомбардировки и воздействия излучения наталкивалось на относительно большую постоянную времени болометра и его ограниченную чувствительность, которая не позволяла отнести его на большее расстояние от излучающей плазмы. В настоящей работе для этой цели использован вакуумный фотоэлектрический приемник излучения с металлическим фотокатодом.

Экспериментальная установка и аппаратура. Исследования проводились на торцевой и коаксиальной моделях импульсного плазменного ускорителя. Для регистрации излучения применялся фотоэлектрический приемник (рис. 1, указана верхняя часть датчика). В качестве фотокатода использовались полированная молибденовая пластинка толщиной 2,5 *мм* и серебряное покрытие, напыленное в вакууме на стеклянную подложку. Выбитые из фотокатода *3* фотоэлектроны «вытягивались» вольфрамовой проволочной сеткой *5* (расстояние между проволоками 100 *мк*, прозрачность 96%) и собирались коллектором *4*, имеющим тот же потенциал, что и вытягивающая сетка. Расстояние между сеткой и фотокатодом составляло 2,5 *мм*. Оптимальная величина вытягивающего напряжения подбиралась по насыщению фототока